

03;07

Численное исследование влияния масштабного фактора на скорость распространения радиационных волн при поглощении мощного лазерного излучения в воздухе

© С.Ю. Пирогов

Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург
E-mail: kafedra17@rambler.ru

Поступило в Редакцию 15 марта 2012 г.

В рамках модели невязкого, равновесного, излучающего воздуха выполнено численное исследование характеристик газодинамических структур плазменных образований, создаваемых в неподвижном воздухе пониженной плотности при поглощении мощного несфокусированного лазерного излучения в режиме сверхзвуковой радиационной волны. Приводятся зависимости скорости распространения сверхзвуковой радиационной волны от интенсивности лазерного излучения при пониженных плотностях воздуха. Показано, что существенное влияние на скорость распространения радиационной волны поглощения оказывает диаметр луча лазерного излучения.

Использование светодетонационного режима поглощения лазерного излучения (ЛИ) или режима сверхзвуковой радиационной волны в вопросах эффективного управления обтеканием и сопротивлением тел рассматривалось в ряде работ, где показано, что применение данных явлений имеет свои преимущества при создании газодинамических неоднородностей в неподвижных газах, а также в потоках газа для изменения условий обтекания тел [1,2]. Вопросам изучения процессов поглощения мощного лазерного излучения в неподвижных газах и в потоках газов, в том числе воздуха, посвящено достаточно обширное количество как экспериментальных, так и теоретических работ [3–6]. Известно, что мощное ЛИ может поглощаться воздухом в различных режимах: дозвуковая радиационная волна (режим медленного горения); светодетонационная волна; сверхзвуковая радиационная волна; быстрая волна ионизации.

Указанные режимы могут реализовываться при различных параметрах газовой среды и ЛИ. При изучении процессов поглощения ЛИ в режиме светодетонационной волны и сверхзвуковой радиационной волны было выявлено, что основными факторами, влияющими на скорость распространения волн, являются интенсивность падающего несфокусированного ЛИ и плотность воздуха [5,7,8]. В то же время в ряде работ, выполненных к настоящему времени, обнаружено существенное расхождение экспериментальных и теоретических результатов [6].

Несмотря на достаточно большое количество теоретических, расчетных и экспериментальных данных по характеристикам плазмогазодинамических структур, возникающих при поглощении мощного ЛИ в воздухе, их надежная интерпретация и сравнение не всегда возможны, так как во многих экспериментальных работах авторы при исследовании режимов поглощения оперируют понятием энергия в импульсе, при этом временной характер распределения мощности в импульсе не оговаривается.

Еще один важный фактор, влияние которого практически не исследовано, — диаметр лазерного луча и соответственно размеры возникающего плазменного образования. Очевидно, что масштаб плазменного образования может существенно влиять на процесс поглощения ЛИ и распространение волн поглощения. Когда размеры плазменного образования большие, то значительная часть энергии собственного излучения плазмы будет поглощаться внутри, поддерживая волну поглощения, но при уменьшении размеров плазменного образования доля энергии собственного излучения, поглощаемая внутри и необходимая для поддержания плазменного образования, будет уменьшаться, поэтому при сопоставлении экспериментальных и численных результатов важным является учет масштабного фактора.

В данной работе на основе результатов численного моделирования исследуется влияние диаметра луча несфокусированного ЛИ на характеристики распространения волн поглощения ЛИ и параметров плазменных образований.

Численное исследование процессов поглощения ЛИ в воздухе выполнено в рамках модели невязкого, равновесного, излучающего воздуха. При этом считалось, что поле излучения находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Отмеченные выше допущения, определяющие физическую модель газа и поля излучения, можно обосновать (с различной степенью доказательности) исходя

из анализа особенностей физических процессов, протекающих при поглощении ЛИ в неподвижном воздухе в режиме светодетонационной волны и сверхзвуковой радиационной волны.

Математическая модель процесса построена на базе системы уравнений газовой динамики, записанной в цилиндрической системе координат [9], и дополнена уравнениями переноса излучения в квазистационарном, диффузионном, многогрупповом приближении [10].

Система уравнений газовой динамики решалась методом [9] повышенного порядка точности с применением принципа минимальных значений производной [11] совместно с уравнением диффузии излучения, которое решалось методом α - β -прогонки [10].

Использовалась девятигрупповая модель коэффициентов поглощения воздуха, составленная на основании таблиц работы [12] и расширенная на область высоких частот ($0.015 \leq h\nu \leq 80 \text{ eV}$). Для модели равновесного воздуха использовались явные аппроксимации термодинамических функций до температур 20 000 К [13] и приближенная интерполяционная формула для внутренней энергии при более высоких температурах [7].

Расчеты проводились в цилиндрической области, в которой задавались параметры неподвижного воздуха. Луч ЛИ, интенсивность в котором распределена по закону нормального распределения по сечению, направлен против оси x (рис. 1). Принималось, что изменение интенсивности ЛИ в луче при прохождении области поглощения происходит по экспоненциальному закону [10].

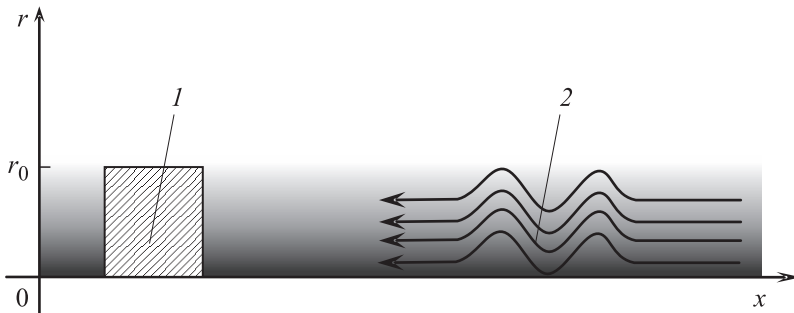


Рис. 1. Схема расчетной области: 1 — горячая область с температурой $T \geq 1.7 \text{ eV}$, 2 — лазерное излучение).

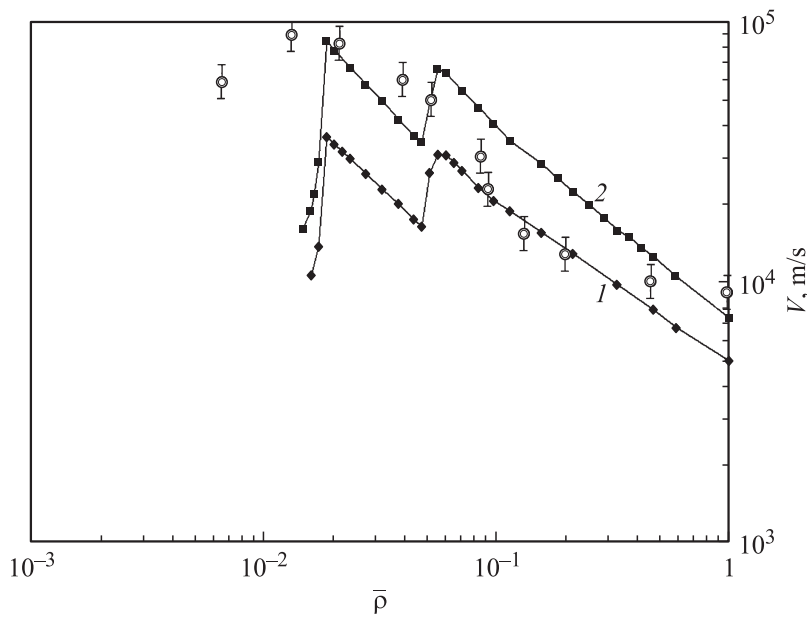


Рис. 2. Сравнение результатов рассчитанных зависимостей скорости распространения волны поглощения ЛИ ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) от относительной плотности воздуха с экспериментальными: 1 — $J = 95 \text{ MW/cm}^2$, $D = 2.4 \text{ cm}$; 2 — $J = 190 \text{ MW/cm}^2$, $D = 2.4 \text{ cm}$; точки — экспериментальные данные [5] $J = 130 \text{ MW/cm}^2$, $D = 2-5 \text{ cm}$.

Для инициирования волны поглощения ЛИ в начальный момент времени в воздухе задавалась горячая область с температурой не менее 1.7 eV , что соответствует температуре полной однократной ионизации воздуха. Горячая область располагалась соосно расчетной области и имела форму цилиндра с радиусом r_0 , выбранного в качестве масштаба линейных размеров и равного радиусу пятна фокусировки лазерного луча (рис. 1).

Основные особенности выбора модели газа, системы уравнений, начальных и граничных условий и методов решения систем уравнений более подробно рассмотрены в работах [14,15]. В этих же работах приведены результаты сравнения численных значений скорости распростра-

нения волн поглощения ЛИ, рассчитанных с помощью разработанной модели, с результатами экспериментов и расчетами других авторов.

На рис. 2 представлены результаты расчетов скорости распространения волн поглощения в воздухе пониженной плотности, которые сравниваются с экспериментальными результатами работы [5]. В целом наблюдается удовлетворительная корреляция расчетных и экспериментальных данных. Отличие экспериментальных и расчетных результатов может быть объяснено тем, что при выполнении эксперимента диаметр луча ЛИ менялся для изменения плотности мощности ЛИ на поверхности мишени. Кроме того, в эксперименте факелы поглощения инициировались на металлических мишенях, при этом отход волны поглощения от поверхности мишени составлял не более 0.5 диаметра луча при высоких плотностях мощности ЛИ, что не всегда достаточно для формирования стационарного процесса поглощения ЛИ в светодетонационной или сверхзвуковой радиационной волне.

С помощью разработанной математической модели и программы расчета были выполнены исследования плазмогазодинамических характеристик плазменных образований, возникающих в воздухе пониженной плотности. Расчеты проводились для непрерывного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ (CO_2 -лазер), при этом плотность мощности ЛИ оставалась постоянной — $J = 300 \text{ MW/cm}^2$. Расчеты были выполнены для относительных плотностей воздуха в диапазоне $\bar{\rho} = 1-10^{-2}$, где $\bar{\rho}$ определялась как отношение текущей плотности воздуха к плотности воздуха при нормальных условиях:

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (1)$$

где ρ_0 — плотность воздуха при нормальных условиях (1.29 kg/m^3).

В качестве второго варьируемого параметра выступал диаметр лазерного луча D . Были выполнены расчеты для диаметров луча ЛИ в диапазоне от 0.1 до 2 см.

О возникновении волны поглощения в процессе выполнения расчета делалось заключение по следующим признакам:

- степень поглощения ЛИ составляет 60–90%;
- в сторону, противоположную направлению ЛИ, распространяется волна, структура которой не меняется во времени;
- в следе за волной поглощения образуется протяженный канал с повышенной температурой и пониженной плотностью.

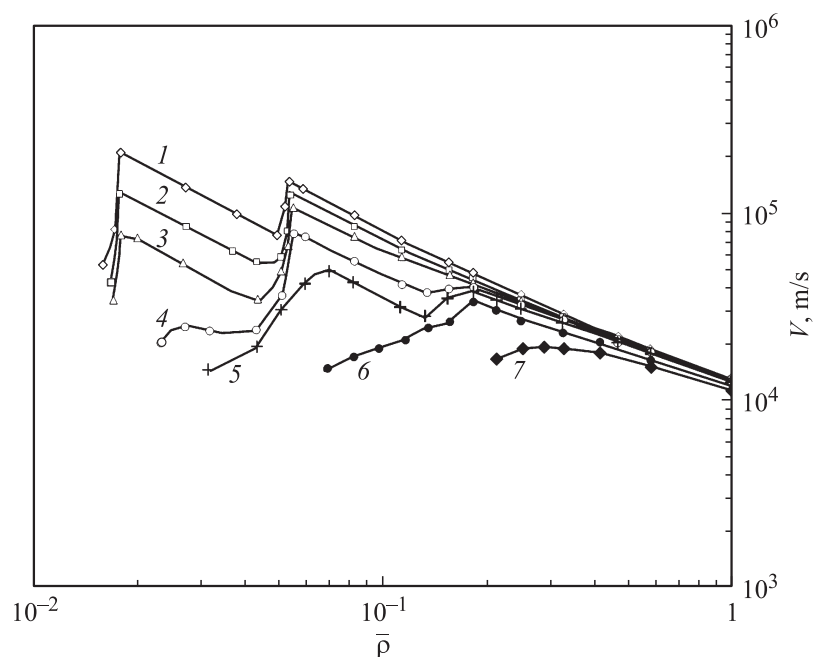


Рис. 3. Рассчитанные зависимости скорости распространения волны поглощения ЛИ от относительной плотности воздуха при различных диаметрах лазерного луча ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $J = 300 \text{ MW/cm}^2$, 1 — $D = 1.2 \text{ cm}$, 2 — 0.8 cm , 3 — 0.5 cm , 4 — 0.3 cm , 5 — 0.2 cm , 6 — 0.1 cm , 7 — 0.05 cm).

По результатам выполненных исследований была рассчитана скорость распространения сверхзвуковой радиационной волны и построены зависимости скорости ее распространения от относительных плотностей воздуха в указанном диапазоне диаметров ЛИ, которые представлены на рис. 3.

Результаты расчетов показывают, что при диаметре луча ЛИ $0.5\text{--}1.2 \text{ cm}$ зависимость скорости распространения ЛИ имеет два экстремума, что полностью совпадает с результатами работы [14], а также подтверждается экспериментальными результатами [6] (рис. 3, зависимости 1–3). Причины такого характера изменения зависимости скорости от плотности воздуха связаны с изменением режима погло-

шения лазерного излучения и переходом от поглощения излучения в тонком ударном слое к поглощению в объеме всего плазменного образования при уменьшении плотности воздуха.

При дальнейшем уменьшении диаметра луча ЛИ наблюдается изменение характера зависимости скорости распространения волны поглощения от относительной плотности воздуха. При диаметре луча ЛИ $D = 0.2-0.3$ см (рис. 3, зависимости 4, 5) изменение режима поглощения с поверхностного на объемный начинается раньше — при $\bar{\rho} = 0.2$, а второй экстремум возникает при относительных плотностях, соответствующих изменению режима поглощения для больших диаметров лучей ЛИ.

Причины такого поведения зависимости скорости волны поглощения от плотности воздуха связаны с тем, что при уменьшении диаметра ЛИ происходит и уменьшение размеров плазменного образования, и при достижении определенных размеров плазма становится прозрачной для своего собственного излучения, доля высвечиваемой в пространство энергии возрастает, это также ведет к уменьшению температуры плазменного образования, что сказывается на уменьшении эффективного коэффициента поглощения.

Для луча ЛИ диаметром 0.5–1 мм наблюдается только один экстремум. Следовательно, при данных параметрах ЛИ режим объемного поглощения не реализуется.

При диаметре ЛИ менее 0.5 мм режим поглощения ЛИ в светодетонационной или радиационной волне не реализуется. Это связано с тем, что изначально задаваемая горячая область становится практически прозрачной для падающего ЛИ.

Таким образом, в результате исследования зависимости скорости распространения сверхзвуковой радиационной волны при пониженных плотностях воздуха и различных диаметрах луча ЛИ показано, что диаметр луча ЛИ может существенно влиять на характеристики поглощения ЛИ в воздухе и распространение волн поглощения. Наиболее существенное влияние диаметра ЛИ на характер распространения радиационной волны отмечено в области плотностей $\bar{\rho} = 0.05-0.5$ для диаметров ЛИ 0.5–2 мм. При диаметре менее 0.5 мм поглощение ЛИ в воздухе в режиме радиационной или светодетонационной волн не реализуется.

Список литературы

- [1] Юрьев А.С., Рыбка И.В., Цветков О.В. // Тр. Междунар. конференции „Фундаментальные исследования в аэрокосмической науке“. 1994. С. 83–85.
- [2] Белянин Д.Г., Юрьев А.С., Пирогов С.Ю. // Материалы NPNJ-2006. 2006. М.: Вузовская книга, 2006. С. 78–79.
- [3] Фишер В.И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. В. 11. С. 2148–2157.
- [4] Коробкин В.В., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. // Квант. электрон. 1989. Т. 16. № 9. С. 1885–1893.
- [5] Данильчев А.В., Зворыкин В.Д. // Тр. Физич. ин-та им. П.Н. Лебедева. 1983. Т. 142. С. 117–171.
- [6] Захарченко С.В., Семенов Л.П., Синтюрин Г.А. // Тр. ин-та экспериментальной метеорологии. 1992. № 23 (146). С. 42–47.
- [7] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- [8] Григорьев Ф.В., Калиновский В.В., Кормер С.Б. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 1. С. 120–127.
- [9] Годунов С.К., Забродин А.В., Прокопов Г.П. // ЖФМ и МФ. 1961. Т. 1. № 6. С. 1020–1050.
- [10] Четвертушкин Б.Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. С. 285–293.
- [11] Колган В.П. // Ученые записки ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 46–54.
- [12] Оптические свойства горячего воздуха / Под ред. Л.М. Бибермана. М.: Наука, 1970. 320 с.
- [13] Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 391 с.
- [14] Пирогов С.Ю., Юрьев А.С., Белянин Д.Г., Тупаев В.В., Филатов А.В. // ТВТ. 2010. № 1 (доп). С. 138–145.
- [15] Пирогов С.Ю., Юрьев А.С., Белянин Д.Г., Тупаев В.В., Филатов А.В. // Письма в ПЖТФ. 2010. Т. 36. В. 23. С. 62–69.